

Untersuchungen über die Grenzschicht an einer Wand stromabwärts von einem Ausblasespalt

Thomas, F.

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 15, 1963, S.1-17



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Untersuchungen über die Grenzschicht an einer Wand stromabwärts von einem Ausblasespalt*)

Von F. Thomas

Vorgelegt von Herrn H. Schlichting

(Eingegangen am 27. 6. 1963)

Übersicht: Es wird über experimentelle Untersuchungen der Strahlausbreitung eines turbulenten, einseitig von einer Wand begrenzten dünnen ebenen Luftstrahles in einer Außenströmung berichtet. Ein solcher Strömungsvorgang tritt bei Tragflügeln auf, bei denen Grenzschicht- oder Zirkulationsbeeinflussung mittels Ausblasens von Luft angewandt wird. Die Geschwindigkeitsverteilungen in der Grenzschicht stromabwärts vom Ausblasespalt wurden bei verschiedenen Verhältnissen der Strahlgeschwindigkeit zur Außengeschwindigkeit des Flügels vermessen. Für die Geschwindigkeitsverteilungen wird ein einfaches Affinitätsgesetz gefunden.

Summary: This paper deals with experimental investigations of the mixing of a plane turbulent wall-jet with a free stream. This type of flow occurs at airfoils using boundary layer control or circulation control by blowing air out of a narrow slit. The velocity distributions in the boundary layer downstream of the blowing slit were measured for different ratios of jet velocity to free stream velocity. A simple law of affinity was found for the velocity distributions.

1. Einleitung

Der mittels eines Tragflügels erzielbare aerodynamische Auftrieb wird durch die bei großen Anstellwinkeln des Flügels oder bei großen Klappenausschlägen auftretende Strömungsablösung begrenzt. Durch tangenciales Ausblasen eines ebenen Luftstrahles hoher Geschwindigkeit aus einem dünnen Spalt an geeigneten Stellen des Tragflügelprofils läßt sich das Ablösen der Grenzschicht jedoch verhindern und damit der maximale Auftriebsbeiwert des Tragflügels erheblich steigern. Bei diesem Vorgang tritt der ausgeblasene Strahl auf der einen Seite mit der Tragflügeloberfläche und auf der anderen Seite mit der Außenströmung in Wechselwirkung. Der Strahl hat dabei im allgemeinen ein Mehrfaches der Geschwindigkeit der Außenströmung. Durch Vermischung des Strahles mit der Außenströmung verändern sich stromabwärts vom Ausblasespalt die Geschwindigkeitsverteilungen in der Grenzschicht.

*) Diese Untersuchungen wurden im Institut für Aerodynamik (Leiter: Professor Dr. H. Schlichting) der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt in Ergänzung zu den bereits in [1] beschriebenen Ergebnissen durchgeführt. Die Arbeiten wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und vom Bundeswirtschaftsministerium unterstützt.

Eingehende Untersuchungen über die Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen an Tragflügeln sind in der Dissertation des Verfassers [1] beschrieben worden. In Ergänzung zu diesen Untersuchungen soll im folgenden über einige weitere Messungen berichtet werden, bei denen die Geschwindigkeitsverteilungen stromabwärts vom Ausblasespalt näher untersucht wurden.

Dabei ist das Verhältnis von Strahlgeschwindigkeit zu Außengeschwindigkeit der wesentliche Parameter der Strömung. Es interessieren vor allem die Affinitätseigenschaften der Geschwindigkeitsprofile in verschiedenem Abstand vom Ausblasespalt.

Für den Sonderfall eines einseitig von einer Wand begrenzten turbulenten, ebenen Strahles bei ruhender Außenluft wurden bereits 1934 Messungen von *E. Förthmann* [2] durchgeführt. Neuere experimentelle und theoretische Untersuchungen auf diesem Gebiet stammen von der ONERA [3], von *A. Sigalla* [4, 5], *H. W. Ip* und *M. E. Childs* [6] sowie von *H. B. Helmbold* und *S. Eskinazi* [7].

Die theoretische Behandlung turbulenter Ausbreitungsvorgänge verschiedener Art ist bei *H. Schlichting* [8], *W. Tollmien* [9], *A. M. Kuethe* [10] und *M. B. Glauert* [11] zu finden.

2. Bezeichnungen

Geometrische Größen (Bild 1 und 2):

x	Koordinate längs der Wand, $x = 0$ Lage des Spaltes
\bar{x}	Koordinate längs der Wand, $\bar{x} = 0$ Lage des äquivalenten unendlich dünnen Spaltes
y'	Koordinate senkrecht zur Wand (rotationssymmetrischer Fall)
y	Koordinate senkrecht zur Wand (ebener Fall)
a	$= \bar{x} - x$
s	Spaltweite
r	Zylinderradius ($r = 102$ mm)

Aerodynamische Größen:

U_∞	Geschwindigkeit der Außenströmung
v_j	mittlere Ausblasegeschwindigkeit
$u(y)$	Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht
u_{\max}	Maximalgeschwindigkeit in der Grenzschicht
p_∞	statischer Druck in der Außenströmung
σ, τ	Exponenten der Affinitätsfunktion, Gl. (11)
b	Breite der Vermischungszone (Bild 6)
δ	Grenzschichtdicke
δ^*	Verdrängungsdicke, Gl. (3)
ϑ	Impulsverlustdicke, Gl. (4)
δ^{**}	Energieverlustdicke, Gl. (5)
H	Formparameter der Grenzschicht, Gl. (6)
\bar{H}	Formparameter der Grenzschicht, Gl. (7)

3. Die Versuchsanordnung

Für die Grenzschichtmessungen wurde eine vom Verfasser bereits in [1] verwendete rotationssymmetrische Versuchsanordnung benutzt, wie sie in Bild 1

dargestellt ist. Diese besteht aus einem zylindrischen Rotationskörper mit runder Nase, welcher längs der Achse eines Freistrahles von kreisförmigem Querschnitt angeordnet ist. Der Durchmesser des Rotationskörpers ist $2r = 204 \text{ mm}$ und der des Freistrahles $D = 500 \text{ mm}$. Die Blasluft tritt aus dem Inneren des Zylinders durch einen den ganzen Zylinderumfang umschließenden Spalt mit zeitlich und örtlich konstanter Geschwindigkeit tangential zur Zylinderoberfläche aus. Mit einer solchen rotationssymmetrischen Anordnung läßt sich das zweidimensionale Strömungsproblem recht gut verwirklichen, da hier keine Randstörungen auftreten, die bei einer ebenen Anordnung nur schwer zu vermeiden sind. Die Ergebnisse des rotationssymmetrischen Falles lassen sich dabei in einfacher Weise auf den ebenen Fall umrechnen. Ein weiterer wesentlicher Vorteil der hier benutzten Versuchsanordnung liegt darin, daß die Untersuchungen in einem kleinen Windkanal durchgeführt werden können.

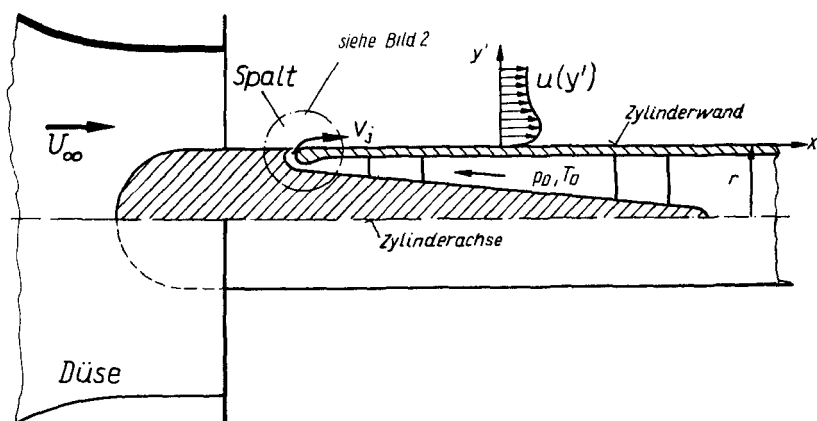


Bild 1. Rotationssymmetrische Versuchsanordnung zur Untersuchung der Strahlvermischung im Windkanal
($r = 102 \text{ mm}$)

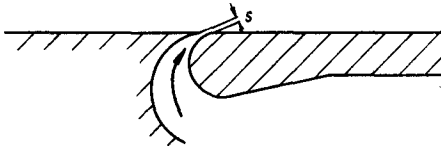
Wie Bild 2 zeigt, wurden drei verschiedene Spaltformen mit den Spaltweiten $s = 1,3; 2,0$ und $8,0$ mm verwendet. Die Blasluft wurde je nach der benutzten Spaltweite von einem Drehschieberkompressor ($\Delta p = 1$ kp/cm², $Q = 0,2$ m³/s für $s = 1,3$ und $2,0$ mm) oder von einem Radialgebläse ($\Delta p = 0,05$ kp/cm², $Q = 1$ m³/s für $s = 8$ mm) geliefert. Die Zuführung der Blasluft in das Innere des Zylinders (Vorkammer) sowie die Aufhängung des Zylinders im Kanal erfolgte an dessen rückwärtigem Ende, so daß die Meßstrecke völlig störungsfrei blieb. Die Messungen wurden bei Gleichdruck in der Außenströmung, $dp/dx = 0$, durchgeführt. Der Verlauf des statischen Druckes in axialer Richtung konnte durch eine Reihe von Druckbohrungen kontrolliert werden.

Die Geschwindigkeitsprofile senkrecht zur Wand wurden mit einer sehr feinen Gesamtdrucksonde ausgemessen, die auf 0,1 mm genau einstellbar war.

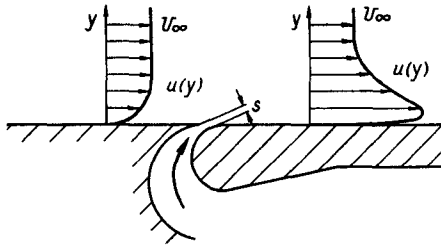
4. Die Messungen

Im Rahmen der Untersuchungen wurde die Geschwindigkeit U_∞ der Außenströmung, die Ausblasegeschwindigkeit v_j und die Spaltweite s variiert. Die Messungen wurden bei verschiedenen Geschwindigkeitsverhältnissen im Bereich von $2 \leq v_j/U_\infty \leq 12$ durchgeführt.

a)



b)



c)

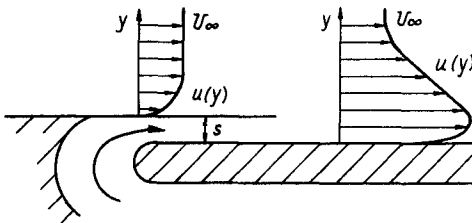


Bild 2. Verschiedene Spaltanordnungen

a) $s = 1,3$ mmb) $s = 2,0$ mmc) $s = 8,0$ mm

Die Ausblasegeschwindigkeit v_j ließ sich unter Voraussetzung adiabatischer Expansion bei den kleinen Spaltweiten ($s = 1,3$ und $2,0$ mm) nach der Bernoullischen Gleichung für kompressible Strömung berechnen:

$$v_j = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} R T_D \left[1 - \left(\frac{p_\infty}{p_D} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]}, \quad (1)$$

wobei κ den Adiabatenexponenten, R die Gaskonstante von Luft, p_D den Druck und T_D die Temperatur in der Vorkammer bedeutet.

Für die Konstanten werden hier die Werte $\kappa = 1,4$ und $R = 287 \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$ eingesetzt. Da bei der Spaltweite von $s = 8$ mm der Vorkammerdruck sehr klein war, wurde in diesem Fall die Ausblasegeschwindigkeit aus der mit der

Sonde im Spalt gemessenen Geschwindigkeitsverteilung ermittelt. Es wurden maximale Ausblasegeschwindigkeiten von $v_j = 240 \text{ m/s}$ erreicht, während die Außengeschwindigkeit maximal $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ war.

Die stromabwärts vom Spalt mit der Gesamtdrucksonde ausgemessenen Geschwindigkeitsverteilungen in der Grenzschicht reichten jeweils von unmittelbarer Wandnähe bis zum Übergang in die Außenströmung. Ein typisches Beispiel solcher Messungen ist in Bild 3 dargestellt. Hier sind die an verschiedenen Stellen stromabwärts vom Spalt gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen zusammen aufgetragen. Man erkennt deutlich, wie die nahe hinter dem Spalt sehr großen Übergeschwindigkeiten in Wandnähe stromabwärts schnell abgebaut werden, wobei sich gleichzeitig die Vermischungszone immer weiter seitlich ausbreitet.

Um die an der hier verwendeten rotationssymmetrischen Anordnung erhaltenen Geschwindigkeitsverteilungen mit solchen der ebenen Platte vergleichen zu

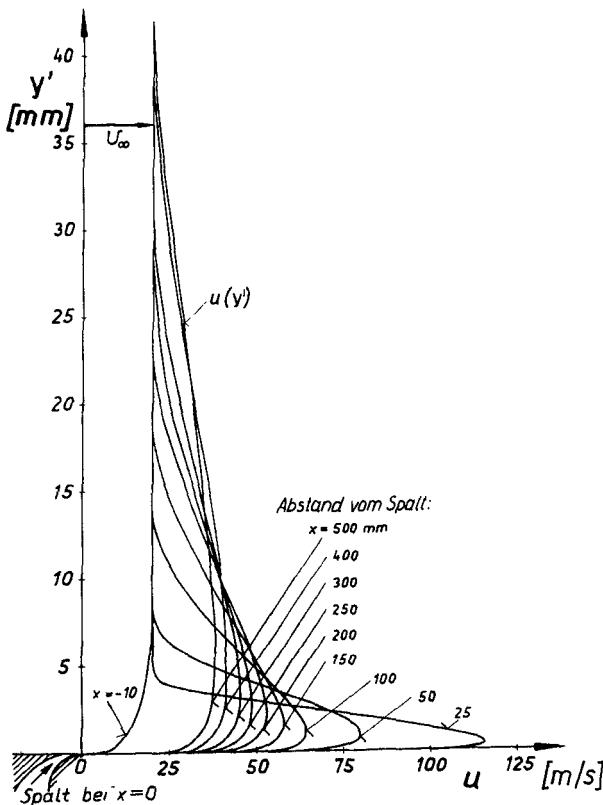


Bild 3. Beispiel für die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht stromabwärts vom Ausblasespalt.

x = Abstand vom Spalt,
 Spaltweite $s = 1,8 \text{ mm}$,
 Strahlgeschwindigkeit $v_j = 160 \text{ m/s}$,
 Außengeschwindigkeit $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ ($v_j/U_\infty = 8$),
 Grenzschichtdicke vor dem Spalt $\delta_1 = 10 \text{ mm}$ ($\delta_1/s \approx 8$)

können, ist nach *K. Wieghardt* [12] ein reduzierter Wandabstand y zu benutzen, welcher sich aus dem hier gemessenen Wandabstand y' berechnet nach der Formel:

$$y = y' \left(1 + \frac{y'}{2r} \right). \quad (2)$$

Alle Meßergebnisse sind in dieser Weise auf die ebene Platte umgerechnet worden. Bei den in [1] durchgeführten Untersuchungen war nur der Verlauf verschiedener Integralwerte der Grenzschicht von Interesse, welche folgendermaßen definiert sind:

Verdrängungsdicke:

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\varrho u}{\varrho_\infty U_\infty} \right) dy \quad (3)$$

Impulsverlustdicke:

$$\vartheta = \int_0^\infty \frac{\varrho u}{\varrho_\infty U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty} \right) dy \quad (4)$$

Energieverlustdicke:

$$\delta^{**} = \int_0^\infty \frac{\varrho u}{\varrho_\infty U_\infty} \left(1 - \frac{u^2}{U_\infty^2} \right) dy. \quad (5)$$

Für die vorliegende Arbeit, in der vor allem die Form der Geschwindigkeitsverteilungen untersucht werden soll, sind darüber hinaus die Formparameter von Bedeutung, die sich aus den obigen Integralwerten wie folgt zusammensetzen:

$$\text{I. Formparameter: } H = \delta^*/\vartheta \quad (6)$$

$$\text{II. Formparameter: } \bar{H} = \delta^{**}/\vartheta \quad (7)$$

Diese Formparameter liefern ein Kriterium für die Ablösung der Strömung, die bei einer turbulenten Grenzschicht bei $H = 1,8$ bis $2,4$ bzw. bei $\bar{H} = 1,53$ bis $1,61$ eintritt.

In Bild 4 ist der Verlauf der beiden Formparameter H und \bar{H} über der Lauflänge x/s aufgetragen. Während sich die Formparameter unmittelbar hinter dem Spalt noch stark ändern, bleiben sie von einer Entfernung von rund 150facher Spaltweite an nahezu konstant. Diese letztere Tatsache läßt gewisse Affinitätseigenschaften der Geschwindigkeitsprofile erwarten. Es ist ferner eine eindeutige Abhängigkeit der Formparameter vom Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞ zu erkennen. Eine Auftragung der an der Stelle $x/s = 150$ gemessenen Formparameter H und \bar{H} über dem Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞ ist in Bild 5 wiedergegeben. Je größer das Verhältnis v_j/U_∞ ist, desto weiter entfernen sich die Formparameter von den zur Grenzschichtablösung gehörenden Werten H_A und \bar{H}_A .

Untersuchungen über die Grenzschicht an einer Wand

7

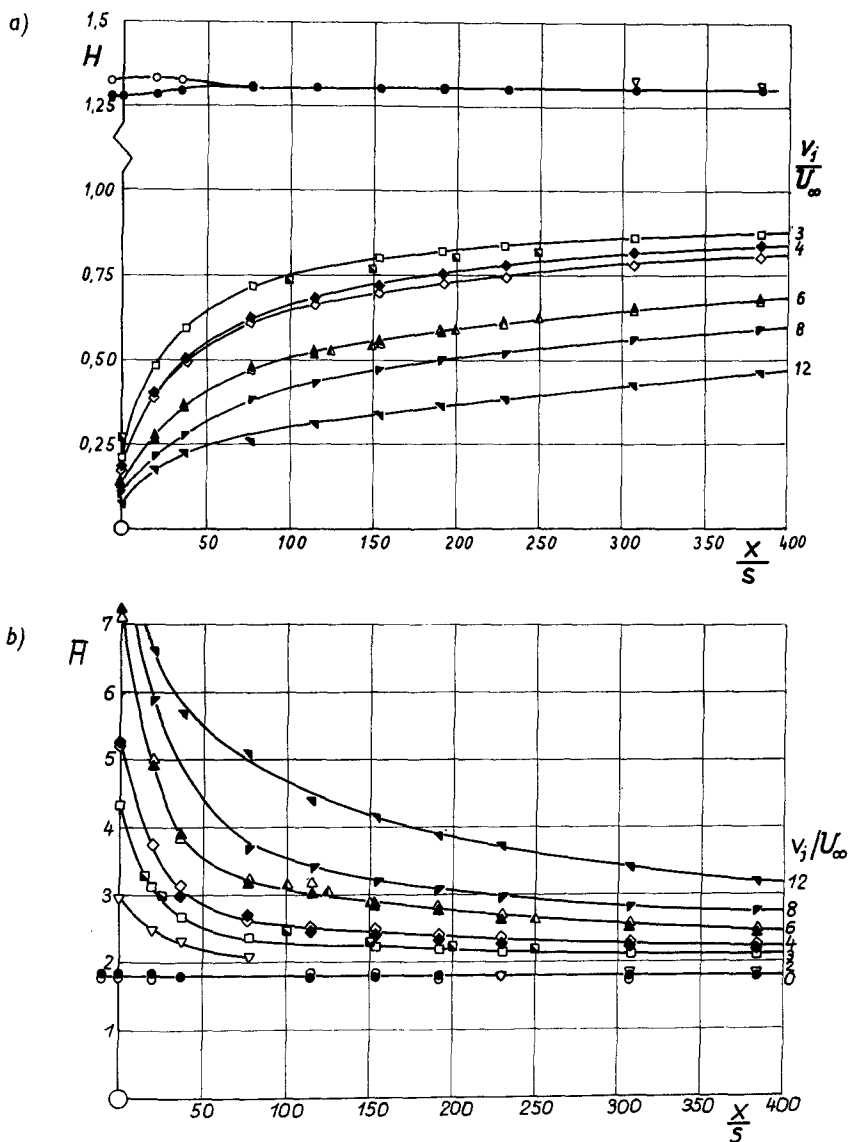


Bild 4.
Abhängigkeit der Formparameter (a) $H = \delta^*/\theta$ und (b) $\bar{H} = \delta^{**}/\theta$ von der Lauflänge x/s . Werte für die Grenzschichtablösung: $H_A = 1,8$ bis $2,4$ bzw. $\bar{H}_A = 1,53$ bis $1,61$

①	②	③	v_j/U_∞	
○	●		0	① $s = 1,3 \text{ mm}$
▽			2	$U_\infty = 40 \text{ m/s}$
□		■	3	② $s = 1,3 \text{ mm}$
◇	◆		4	$U_\infty = 20 \text{ m/s}$
△	▲	▲	6	③ $s = 2,0 \text{ mm}$
	▴		8	$v_j = 120 \text{ m/s}$
	▴		12	

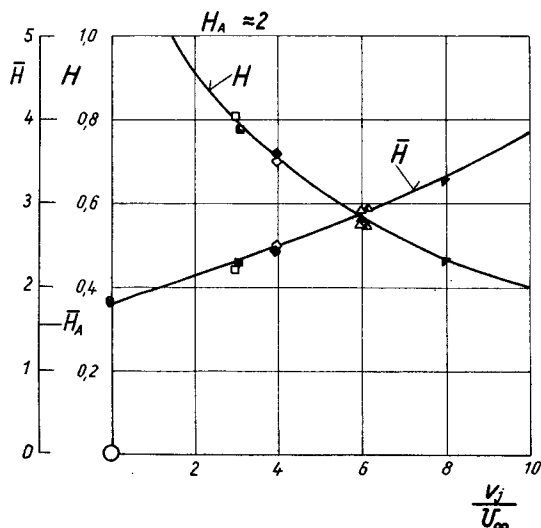


Bild 5. Formparameter H und \bar{H} an der Stelle $x/s = 150$ hinter dem Spalt in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞ . Erklärung der Symbole in Bild 4

5. Das Affinitätsgesetz der Grenzschichtprofile

5.1. Der ebene Freistrah

Die Affinitätseigenschaften eines einseitig von einer Wand begrenzten ebenen Strahles bei ruhender Außenluft wurden bereits von *E. Förthmann* [2] experimentell untersucht. Dieses Problem steht in enger Beziehung zu dem von *W. Tollmien* [9] theoretisch behandelten ebenen Freistrah. Läßt man nämlich die Haftbedingung an der Wand außer acht, so kann man durch Spiegelung des wandbegrenzten Strahles an der Wand den ebenen Freistrah erzeugen, dessen Geschwindigkeitsprofile in Bild 6a schematisch dargestellt sind.

Die charakteristischen Eigenschaften eines ebenen Freistrahles sind:

- Lineare Zunahme der Breite $b(\bar{x})$ der Vermischungszone mit der Lauflänge \bar{x} ;
- Abnahme der Maximalgeschwindigkeit u_{\max} in der Strahlachse mit $\bar{x}^{-1/2}$.

Für den Affinitätsansatz

$$u(\bar{x}, y) \sim \bar{x}^\sigma \cdot f\left(\frac{y}{\bar{x}^\tau}\right) \quad (8)$$

ergeben sich damit die Exponenten

$$\sigma = -\frac{1}{2} \quad \text{und} \quad \tau = 1.$$

Die Lauflänge \bar{x} zählt hierbei von einem Punkt $\bar{x} = 0$ aus, wo ein äquivalenter unendlich dünner Strahl seinen Ursprung hätte. Ist x die vom tatsächlichen

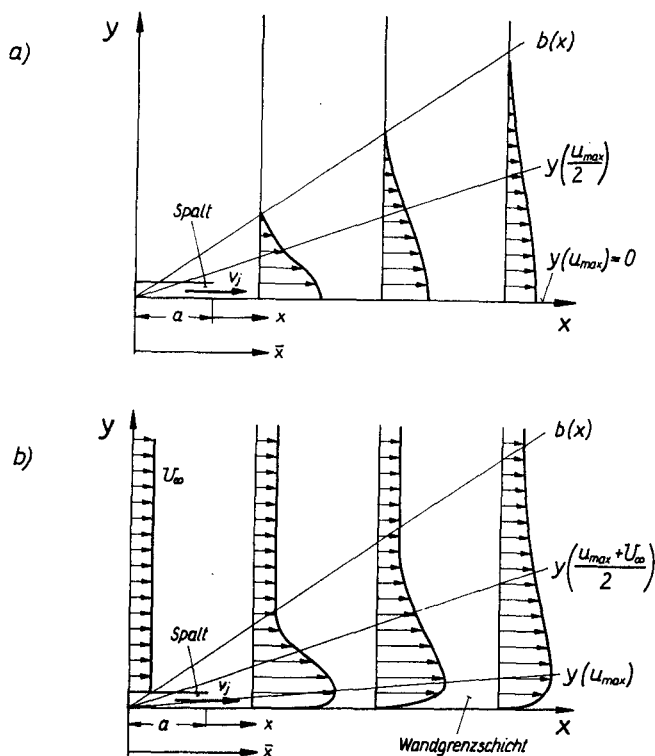


Bild 6. Schematische Darstellung der Strahlvermischung
a) Halber ebener Freistrah ohne Außenströmung
b) Einseitig wandbegrenzter ebener Strahl mit Außenströmung

Spalt gemessene Lauflänge, so ist

$$\bar{x} = x + a. \quad (9)$$

Der Abstand a kann durch Extrapolation der Geraden $b(x)$ leicht bestimmt werden. Die Messungen von E. Förthmann [2] haben die für σ und τ theoretisch gefundenen Werte $\sigma = -1/2$ und $\tau = 1$ bestätigt. Eine dimensionslose Auftragung der gemessenen Geschwindigkeitsprofile in der Form

$$\frac{u}{u_{max}} = f\left(\frac{y}{y\left(\frac{u_{max}}{2}\right)}\right) \quad (10)$$

bewies die Ähnlichkeit der Geschwindigkeitsprofile, wenn $s \ll \bar{x}$ ist.

5.2. Der ebene einseitig von einer Wand begrenzte Strahl bei ruhender Außenluft

Beim einseitig wandbegrenzten Strahl mit ruhender Außenluft hat man zwei Bereiche zu unterscheiden:

den Bereich der Strahlausbreitung (Vermischungszone): $y > y(u_{max})$,

den Bereich der Wandgrenzschicht: $y < y(u_{max})$.

Man kann sich die Vermischungszone $y > y(u_{\max})$ als die Hälfte eines in seiner Symmetrieebene ($y = 0$) durchschnittenen Freistrahles vorstellen, der um den Abstand $y(u_{\max})$ von der Wand abgedrängt worden ist. Den Bereich der Wandgrenzschicht kann man dagegen näherungsweise als turbulente Grenzschicht mit der Außengeschwindigkeit u_{\max} ansehen. In der Vermischungszone wird daher ein Affinitätsgesetz entsprechend der Gl. (8) gelten und in der Wandgrenzschicht näherungsweise das $1/7$ -Potenzgesetz. Eine von *E. Förthmann* vorgenommene Auftragung der Messungen nach Gl. (10) bewies die Affinität der Geschwindigkeitsprofile. Dabei ergaben sich die gleichen Affinitäts-exponenten wie beim Freistrahle, nämlich $\sigma = -1/2$ und $\tau \approx 1,0$.

E. Förthmann zeigte ferner, daß im Bereich der Wandgrenzschicht die Auftragung nach Gl. (10) näherungsweise mit dem $1/7$ -Potenzgesetz übereinstimmt.

5.3. Der ebene einseitig von einer Wand begrenzte Strahl bei von Null verschiedener Außengeschwindigkeit

5.3.1. Vermischungszone: $y > y(u_{\max})$

Verallgemeinert man dieses Problem, indem man statt mit ruhender Außenluft mit einer von Null verschiedenen Außengeschwindigkeit rechnet, so hängt die Vermischung stark vom Verhältnis der Geschwindigkeiten v_j des Strahles und U_∞ der Außenströmung ab.

Untersucht man nun die Geschwindigkeitsverteilungen des einseitig von einer Wand begrenzten Strahles mit einer Außenströmung, wie sie schematisch in Bild 6b dargestellt sind, zunächst einmal im Bereich der Vermischungszone $y > y(u_{\max})$, so treten zwei Fragen auf:

- Sind die Geschwindigkeitsverteilungen, die für ein bestimmtes Wertepaar v_j und U_∞ in verschiedenen Abständen x vom Spalt gemessen werden, affin, und wie lautet gegebenenfalls das Affinitätsgesetz?
- Sind darüber hinaus die Geschwindigkeitsverteilungen auch für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse v_j/U_∞ untereinander affin, und wie lautet gegebenenfalls ein allgemeines Affinitätsgesetz?

Um diese Fragen zu klären, müssen zunächst die nur für $U_\infty = 0$ geltenden Gln. (8) und (10) auf den Fall $U_\infty \neq 0$ erweitert werden. Faßt man die in diesen Gleichungen auftretenden Geschwindigkeiten als Differenzgeschwindigkeiten gegenüber der Außengeschwindigkeit U_∞ auf, so lassen sich die Gln. (8) und (10) allgemeiner so schreiben:

$$u - U_\infty \sim \bar{x}^\sigma f\left(\frac{y}{\bar{x}^\tau}\right) \quad (11)$$

und

$$\frac{u(\bar{x}, y) - U_\infty}{u_{\max}(\bar{x}) - U_\infty} = f\left(\frac{y}{y\left(\frac{u_{\max}(\bar{x}) + U_\infty}{2}\right)}\right) \quad (12)$$

für $y > y(u_{\max})$.

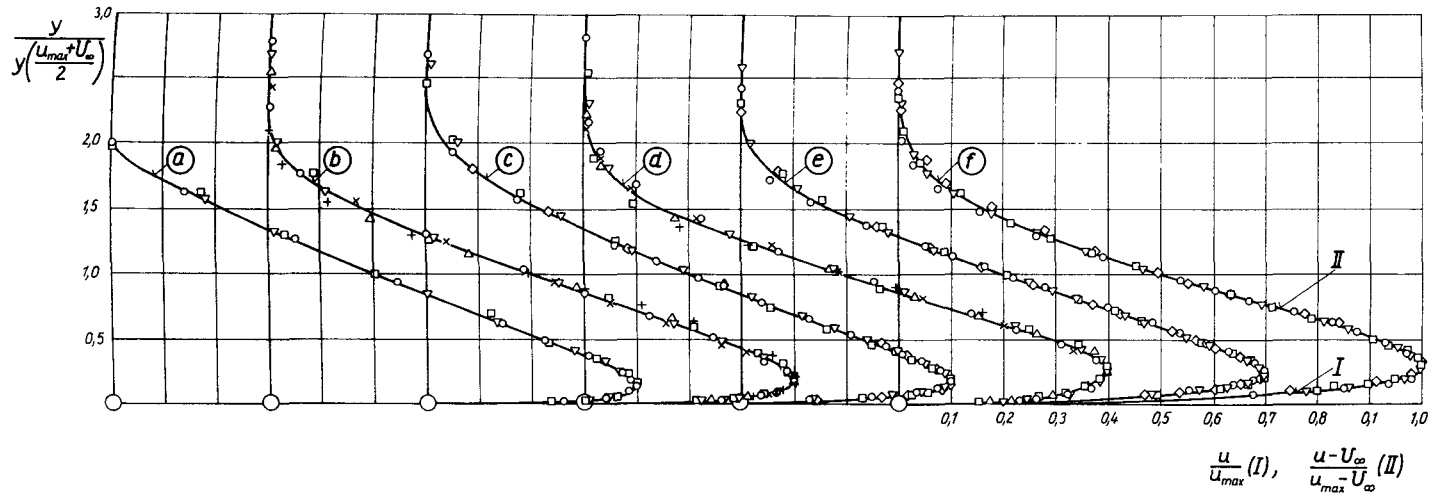


Bild 7. Dimensionslose Geschwindigkeitsverteilungen im einseitig wandbegrenzten Strahl bei verschiedenen Spaltweiten s und bei verschiedenen Geschwindigkeitsverhältnissen v_j/U_∞

Normierung:

für Bereich I, $y < y(u_{\max})$: $\frac{u}{u_{\max}}$

für Bereich II, $y > y(u_{\max})$: $\frac{u - U_\infty}{u_{\max} - U_\infty}$

	s [mm]	$v_j \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	$U_\infty \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	v_j/U_∞
a	1,3	160	0	∞
b	1,3	160	20	8,0
c	8,0	56	8,6	6,5
d	1,3	160	40	4,0
e	8,0	60	20	3,0
f	8,0	42	20	2,1

Symbole	+	×	○	▽	△	□	◇
x [mm]	50	100	200	300	400	500	700

In Bild 7 sind die nach Gl. (12) normierten Geschwindigkeitsverteilungen für verschiedene Spaltweiten und Geschwindigkeitsverhältnisse aufgetragen. Die an verschiedenen Stellen stromabwärts vom Spalt gemessenen Verteilungen erweisen sich bei dieser Normierung als kongruent für Entfernungen von mehr als 30facher Spaltweite. Eine Affinität im Sinne der Frage a) liegt also vor.

Wie Bild 8 zeigt, ergibt sich darüber hinaus auch beim Vergleich der Geschwindigkeitsprofile untereinander eine brauchbare Übereinstimmung trotz der sehr großen Unterschiede im Geschwindigkeitsverhältnis und in der Spaltweite. Abgesehen von den durch verschieden starke Grenzschichtdicken bedingten Abweichungen in unmittelbarer Wandnähe kann somit auch die Frage b) positiv beantwortet werden.

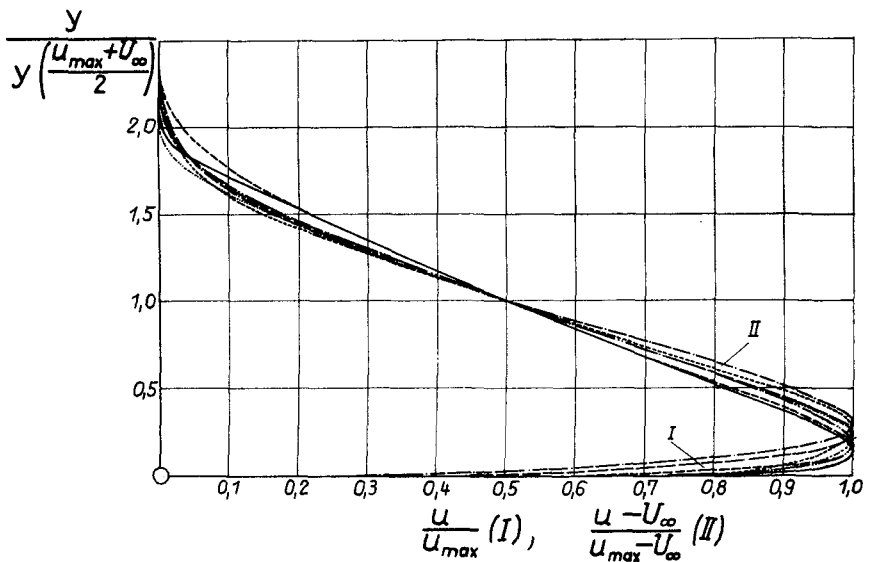


Bild 8. Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse v_j/U_∞

Normierung: für Bereich I, $y < y(u_{\max})$: $\frac{u}{u_{\max}}$ für Bereich II, $y > y(u_{\max})$: $\frac{u - U_\infty}{u_{\max} - U_\infty}$

	s [mm]	$v_j \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	$U_\infty \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	v_j/U_∞
—	1,3	160	0	∞
— . . —	1,3	160	20	8,0
— — —	8,0	56	8,6	6,5
- - - - -	1,3	160	40	4,0
— — —	8,0	60	20	3,0
— . . —	8,0	42	20	2,1
.	30,0 [2]		0	∞

Als nächstes müssen nun die Affinitätsexponenten σ und τ bestimmt werden. Wie man aus einem Vergleich der Gln. (11) und (12) erkennt, sind die Affinitätsexponenten σ und τ so definiert, daß

$$u_{\max} - U_{\infty} \sim \bar{x}^{\sigma} \quad (13)$$

und

$$y \left(\frac{u_{\max} + U_{\infty}}{2} \right) \sim \bar{x}^{\tau}. \quad (14)$$

In Gl. (14) ist dabei $y [(u_{\max} + U_{\infty})/2]$ ein Maß für die Breite der Vermischungszone. Wie Bild 9 zeigt, nimmt in allen Fällen die Breite der Ver-

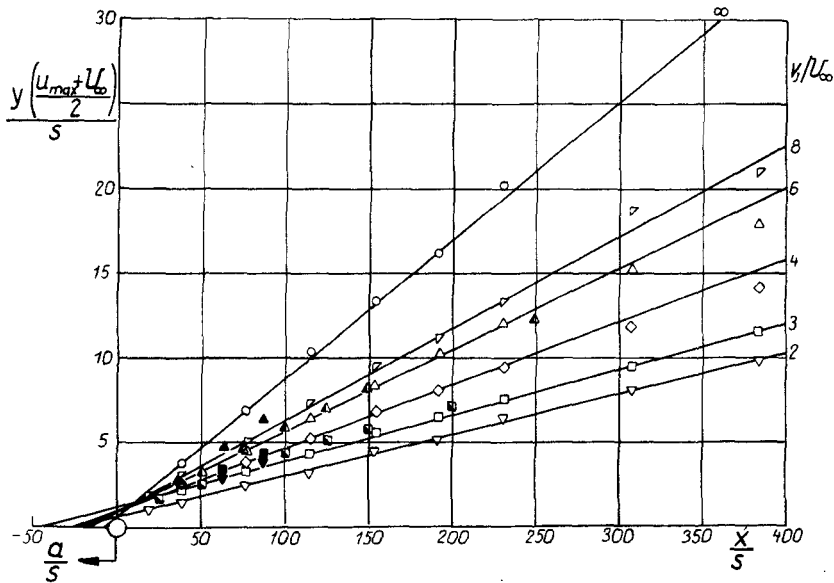


Bild 9. Zunahme der Breite der Vermischungszone mit der Entfernung vom Spalt für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse v_j/U_{∞} .

	v_j/U_{∞}	$U_{\infty} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	$s \text{ [mm]}$
∇	2	40	1,3
\square	3	40	1,3
\diamond	4	20	1,3
\triangle	6	20	1,3
∇	8	20	1,3
\circ	∞	0	1,3
\blacksquare	3	40	2,0
\blacktriangle	6	20	2,0
\blacktriangledown	2,1	20	8,0
\blacksquare	3	20	8,0
\blacktriangle	6,5	8,6	8,0

mischungszone nahezu linear mit \bar{x} zu, so daß man für den Exponenten τ den Wert 1 wie beim Freistrahlf findet. Aus der Auftragung in Bild 9 ergeben sich ferner die in Gl. (9) benötigten Abstände a . In Bild 10 ist noch die Änderung der Strahlbreite mit der Lauflänge über dem Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞ aufgetragen. Je größer v_j/U_∞ ist, desto schneller breitet sich der Strahl in die Außenströmung aus.

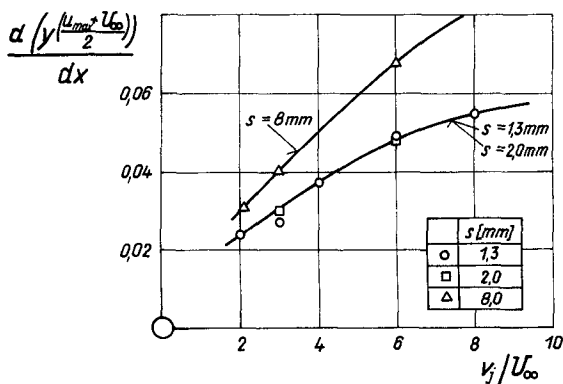


Bild 10. Strahlausbreitung in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞

Der Exponent σ ergibt sich aus der dimensionslos gemachten Gl. (13) durch logarithmische Auftragung der Meßergebnisse. Man erhält Geraden, deren Steigungen nach Gl. (15) den Wert des Exponenten σ angeben:

$$\log \frac{u_{\max}(\bar{x}) - U_\infty}{v_j - U_\infty} = \sigma \log \frac{\bar{x}}{s} + c. \quad (15)$$

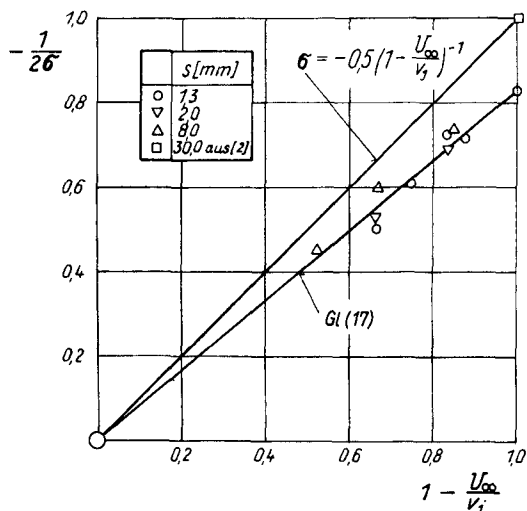


Bild 11. Abhängigkeit des Affinitäts-exponenten σ vom Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞

Die so ermittelten Werte für σ sind in Bild 11 über dem Geschwindigkeitsverhältnis $(v_j - U_\infty)/v_j$ aufgetragen. Dabei ergibt sich der folgende Zusammen-

hang zwischen dem Affinitätsexponenten σ und dem Geschwindigkeitsverhältnis v_j/U_∞ :

$$\sigma = \sigma' \left(1 - \frac{U_\infty}{v_j} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Hierbei ist σ' der Wert von σ für ruhende Außenluft. Während *F. Förthmann* den Wert $\sigma' = -0,5$ gefunden hat, ergibt sich aus den hier durchgeführten Messungen $\sigma' = -0,6$, was eine stärkere Abbremsung der Maximalgeschwindigkeit bedeutet. Unsere Messungen werden also wiedergegeben durch die einfache Gleichung

$$\sigma = -0,6 \left(1 - \frac{U_\infty}{v_j} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Der Grund für diese Abweichung ist vermutlich in den sehr verschiedenen Spaltweiten zu suchen. Während *E. Förthmann* mit einer Spaltweite von $s = 30$ mm arbeitete, wurden hier Spaltweiten von $s = 1,3$ und $2,0$ sowie $8,0$ mm verwendet. Bei den kleinen Spaltweiten reicht die Grenzschicht so weit in den Strahl hinein, daß ein merklicher Einfluß auf die Entwicklung der maximalen Geschwindigkeit besteht. Bei dem dicken Strahl dagegen reicht der Einfluß der Wandreibung nur wenig in den Strahl hinein, so daß sein Verhalten im wesentlichen wie beim Freistrah durch den Vermischungsvorgang mit der Außenströmung bestimmt wird. Die Abweichungen der für den Spalt von $s = 8$ mm ermittelten Werte von der in Bild 11 eingetragenen Geraden bestätigen diese Aussage. Die Meßgenauigkeit reicht jedoch nicht aus, einen gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen dem Wert σ' und der Spaltweite s anzugeben.

5.3.2. Wandgrenzschicht: $y < y(u_{\max})$

Es ist nun noch der Bereich der Wandgrenzschicht $y < y(u_{\max})$ zu untersuchen. Für eine mit der Geschwindigkeit U_∞ längsangeströmte ebene Platte lautet das Ähnlichkeitsgesetz der turbulenten Grenzschicht:

$$\frac{u(\bar{x}, y)}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta(\bar{x})} \right)^{1/7}. \quad (18)$$

Ersetzt man in dieser Gleichung U_∞ durch u_{\max} und $\delta(\bar{x})$ durch $y(u_{\max})$, so erhält man:

$$\frac{u(\bar{x}, y)}{u_{\max}(\bar{x})} = \left(\frac{y}{y(u_{\max})} \right)^{1/7}. \quad (19)$$

Diese Gleichung läßt sich auf den hier vorliegenden Fall anwenden. Trägt man die Geschwindigkeitsverteilungen in der Wandgrenzschicht auf in der Form

$$\frac{u}{u_{\max}} = f \left(\frac{y}{y(u_{\max})} \right), \quad y < y(u_{\max}), \quad (20)$$

so ergibt sich zwar eine gute Übereinstimmung der Profile untereinander, doch ist, wie Bild 12 zeigt, das $1/7$ -Potenzgesetz nur grob erfüllt. Bei den sehr

kleinen Spaltweiten von 1,3 und 2,0 mm sind die Abweichungen noch stärker. Auf Grund der durch den Vermischungsvorgang bedingten stärkeren Abbremsung der Maximalgeschwindigkeit sind die Verteilungen völliger als nach dem $1/7$ -Potenzgesetz. Eine etwas bessere Übereinstimmung mit den Messungen liefert das in Bild 12 ebenfalls eingetragene $1/10$ -Potenzgesetz.

Bild 13 zeigt schließlich noch, daß der Ort der maximalen Geschwindigkeit $y(u_{\max})$ nahezu linear mit x von der Wand abrückt. Die Steigung der Geraden $y(u_{\max}) = f(x)$ ist etwa 0,011, vgl. auch [3].

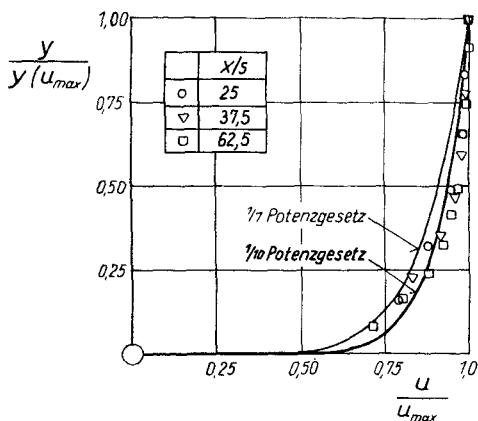


Bild 12. Vergleich der Wandgrenzschichtprofile mit dem $1/7$ -Potenzgesetz

Beispiel: $s = 8 \text{ mm}$, $v_1/U_\infty = 6,5$

Um den Bereich der Wandgrenzschicht besser an die Vermischungszone anzuschließen, kann in Gl. (20) die Normierung von y statt mit $y(u_{\max})$ mit $y[(u_{\max} + U_\infty)/2]$ erfolgen, so daß dieselbe Normierung wie in Gl. (12) vorliegt. Wie in Bild 7 zu sehen ist, wird hiermit eine gute Übereinstimmung erzielt.

Dabei ist noch darauf zu achten, daß von dem in jedem Profil zweimal auftretenden Wert $y[(u_{\max} + U_\infty)/2]$ für die Normierung stets derjenige zu nehmen ist, der größer als $y(u_{\max})$ ist.

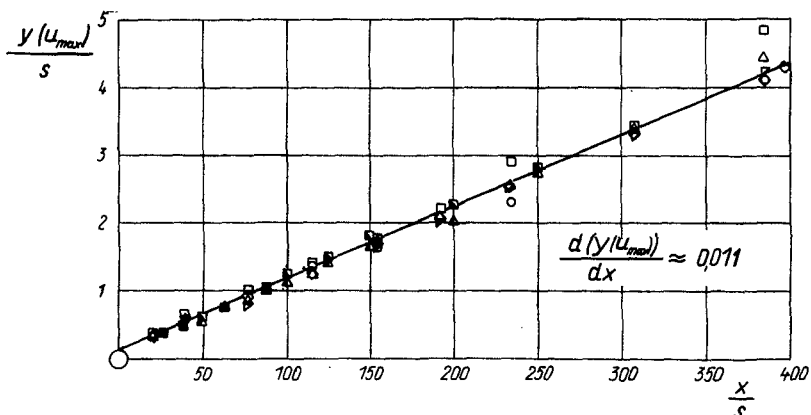


Bild 13. Abstand des Ortes maximaler Geschwindigkeit von der Wand in Abhängigkeit von der Lauflänge x/s . Erklärung der Symbole in Bild 9

6. Zusammenfassung

Bei der Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen zur Erhöhung des Maximalauftriebes von Tragflügeln tritt der Ausblasestrahl in Wechselwirkung mit der Flügelkontur (Wand) und der Außenströmung. Um Grundlagen für eine rechnerische Ermittlung des für die Vermeidung der Grenzschichtablösung am Tragflügel erforderlichen Mindestausblaseimpulses zu erhalten, wurden eingehende experimentelle Untersuchungen dieses Strömungsvorganges durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind vom Verfasser in einer früheren Veröffentlichung beschrieben worden.

Darüber hinaus wurde in der vorliegenden Arbeit vor allem die Form der Geschwindigkeitsverteilungen einer näheren Betrachtung unterzogen. Es stellte sich dabei heraus, daß bei konstanter Außenströmung (Gleichdruck $dp/dx = 0$) die Verteilungen durch geeignete Verzerrungen zur Deckung gebracht werden konnten. Die von *W. Tollmien* angegebenen Affinitätsgesetze für den ebenen Freistrah, die von *E. Förthmann* bereits auf den ebenen einseitig von einer Wand begrenzten Strahl bei ruhender Außenluft ausgedehnt worden waren, wurden nun auch auf den Fall des ebenen, einseitig von einer Wand begrenzten Strahles bei bewegter Außenluft erweitert. Dabei konnte ein vom Verhältnis der Strahlgeschwindigkeit zur Außengeschwindigkeit abhängiges Affinitätsgesetz angegeben werden.

7. Literatur

- [1] *F. Thomas*: Untersuchungen über die Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen zur Erhöhung des Auftriebes von Tragflügeln. Dissertation Braunschweig 1961. Z. Flugwiss. **10** (1962), S. 46—65.
- [2] *E. Förthmann*: Über turbulente Strahlausbreitung. Ing. Arch. **5** (1934), S. 42—54.
- [3] *P. Carrière, E. Eichelbrenner, Ph. Poisson-Quinton*: Contribution théorique et expérimentale à l'étude du contrôle de la couche limite par soufflage. Advances in Aeron. Sci. Vol. II, Proc. First Intern. Congr. Aeron. Sci. Madrid 1958, Pergamon Press, London 1959, S. 620—661.
- [4] *A. Sigalla*: Experimental data on turbulent wall jets. Aircr. Eng. **30** (1958), S. 131—134.
- [5] *A. Sigalla*: Measurements of skin friction in a plane turbulent wall jet. Journ. Roy. Aeron. Soc. **62** (1958), S. 873—877.
- [6] *H. W. Ip, M. E. Childs*: Two-dimensional turbulent mixing between a free stream and a confined parallel slot jet. Trend in Eng., Univ. Washington **12** (1960), S. 22—26.
- [7] *H. B. Helmbold, S. Eskinazi*: The turbulent mixing of a two-dimensional wall jet with a secondary stream. Fairchild Eng. Airpl. Corp., Interim Rep. R. P.—1—1000 (1960).
- [8] *H. Schlichting*: Grenzschicht-Theorie, 3. Aufl., Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1958.
- [9] *W. Tollmien*: Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge. ZAMM **6** (1926), S. 468—478.
- [10] *A. M. Kuethe*: Investigations of the turbulent mixing regions formed by jets. Journ. Appl. Mech. **2** (1936), S. 87—95.
- [11] *M. B. Glauert*: The wall jet. Journ. Fluid Mech. **1** (1956), S. 625—643.
- [12] *K. Wieghardt*: Betrachtungen zum Zähigkeitswiderstand von Schiffen. Jb. d. Schiffbautechn. Ges. **52** (1958), S. 184—202.